Title	Non-magnetid LocalizeのAnisotropic Superconductorへの影響(量子統計的凝縮系(超伝導超流動)研究会報告)
Author(s)	長島, 富太郎
Citation	物性研究 (1967), 8(1): A55-A59
Issue Date	1967-04-20
URL	http://hdl.handle.net/2433/86005
Right	
Type	Departmental Bulletin Paper
Textversion	publisher

Subsession「超伝導体への不純物効果」報告

超伝導体への不純物の効果は、不純物がｉ）非磁性的な場合、ii）磁性的な場合とに分けて、最近１年間の計算の結果が報告された。ｉ）については、午前に大塚氏が講義された。「Non-magnetic localized statesの効果」について計算結果を長島が報告し、Aℓ-Mn系ではAnisotropyによる影響とlocalized statesの影響は一応分離して考えてよいことが示された。

ii）については、不純物近傍におけるオーダー・パラメーターの空間的変化超伝導と強磁性の関連、ｓ－ｄ異常性と超伝導の問題の討議が予定されていたが、実際には最後のものに限定された。まず川村がKondo 効果のようなspinのdynamicalな振舞いによる効果を取り入れる方法を示し、磁性不純物の$O(J^3)$の効果について論じた。次いで、宗田が超伝導体中の準粒子の一個の不純物原子による散乱断面積を摂動で計算し、ある条件のもとで、その摂動が発散することを指摘した。松浦は、この発散が束縛状態の存在と結びついている可能性があるとして、束縛状態のエネルギーEの分散式を調べ、その解はE＝0のときに、宗田の指摘した発散の条件式と同じものになることを示した。

各々の論点の詳細は以下にかかげる通りである。

（長島記）

「Non-magnetid Localizeの Anisotropic Superconductorへの影響」

長　島　富太郎（東教大理）

Non-magnetic な局在状態が、超伝導体の中にあるとき、どんな影響が超伝導体に現われるかについて、実験面の報告は大塚氏によつてなされている。ところで実際には、超伝導体は等方的ではない。したがつて非等方的であることによつて生ずる遷移温度の変化を、実測された遷移温度の変化から差し引い

てやらねばならない。この差し引く分は、Markowitz と Kadanoff の式によつて[1)]求められているが、そうすることが正しいかどうかは自明でない。

ここではBCS の相互作用を非等方的にしておいて、超伝導体に対する non-magnetic な局在状態の影響を調べる。[2)]

System の Hamiltonian は

$$H=H_n+\frac{1}{2}\sum_{\vec{K},\vec{K}',\sigma}(1+a(\Omega))\lambda(1+a(\Omega'))C^+_{\vec{K}\sigma}C^+_{-\vec{K}-\sigma}C_{-\vec{K}'-\sigma}C_{\vec{K}'\sigma} \tag{1}$$

$$+\sum_{j=1}^{n_I}\sum_{\vec{K},\vec{K}',\sigma}W_{\vec{K}-\vec{K}'}e^{i(\vec{K}-\vec{K}')\cdot\vec{R}_j}C^+_{\vec{K}\sigma}C_{\vec{K}'\sigma}$$

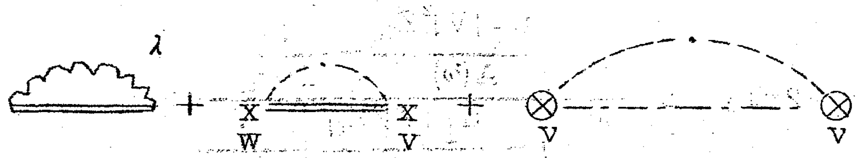
で、H_n は Anderson の Model Hamiltonian[3)], Ω はある方向に対する $\vec{K}$ の角を表わす。$a(\Omega)$ の angular average は 0 であるようにしておく。(1)の才3項は局在状態を持たない不純物であるときに、$a(\Omega)$の効果を打ち消す働きをする。H_n の取り扱いは、本質的には Andersonと同じで、伝導電子と不純物のまわりに局在するd電子との間の相互作用によつて、伝導電子は共鳴散乱を受ける。H_n の中には、d電子同士がクーロン力を及ぼし合う項があつて、正常状態では、d-level の位置を決める（Hartree-Fock 近似）。 超伝導状態においては、伝導電子とd電子の相互作用によつて誘起された pairing correlation がd電子にも生ずるものと考える。これは斥力部分にも Generalized Hartree-Fock を使つてやることに相当し、したがつてクーロンの相互作用もやはり超伝導状態を形成するのに役割りをもつ（但し destructive に）というわけである。

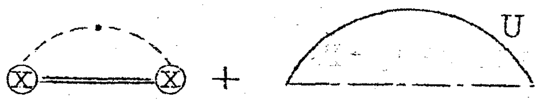
計算はNambu 表示にしたがつて行う。伝導電子に対するグリーン函数とd電子に対するグリーン函数とが出てくるが、運動方程式を作り、Fourier 成分をとつた後、不純物の位置について平均をとつてやると

$$\mathcal{G}(\vec{K},\omega_n)=[\omega_n-\epsilon_K\tau_3-\Sigma_s(\vec{K},\omega_n)$$

$$\mathcal{G}(\omega_n)=[\omega_n-E\tau_3-\Sigma_d(\omega_n)]^{-1},\quad \omega_n=i(2n+1)\pi T$$

によつて定義される Σ は

$\Sigma_S =$  ,

$\Sigma_d =$  .

ここで ═══ は伝導電子のグリーン函数、ー・ー・ーはd電子のそれである。

$\tau_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}$ を使つて

$$\Sigma_{(s,d)} = (1 - Z_{(s,d)})\omega_n + Z_{(s,d)}\, \Delta_{(s,d)}\, \tau_1$$

としてやると、Z_s, Z_d, Δ_s, Δ_d の関係が求まる。その関係式を Δ_s, Δ_d について linearlize してやり、$\Delta_S = \Delta_0 + a(\Omega)\Delta_1$ とおいてやる。すると最終的に Δ_0 と Δ_1 は

$$\epsilon_s = \lambda N(0)\pi T \sum_n \int \frac{d\Omega'}{4\pi} [1 + a(\Omega')] \frac{\Delta_S(\Omega', \omega_n)}{\{\Delta_S^2(\Omega', \omega_n) - \omega_n^2\}^{1/2}}$$

 $\equiv [1 + a(\Omega)]\, \epsilon_S\, \tau_1$

$$\epsilon_d = UT \sum_n \frac{1}{Z_d} \frac{-\Delta_d(\omega_n)}{\omega_n^2 - (E_d/Z_d)^2 - \Delta_d^2(\omega_n)}$$

 $= \epsilon_d\, \tau_1$

という量で表わしてやることができる。ϵ_S と ϵ_d の関係を求めて、Δ_0, Δ_1 を ϵ_S だけで表わしやり、それを上の ϵ_S の右辺に代入してこれを ϵ_S について linearling すると遷移温度 T_c を求める式が出る。T_{c0}を不純物がないときの遷移温度とすると、結果は

$$\log \frac{T_c}{T_{c0}} = 2\pi T_c (1 + K) \sum_{n \geq 0} \frac{1}{\omega} \frac{\dfrac{n_I |V|^2}{A(\omega)}}{1 - \dfrac{n_I |V|^2}{A(\omega)}}$$

$$+\langle a^2\rangle 2\pi T_c \sum_{n\geq 0} \frac{1}{\omega} \frac{\dfrac{n_I |V|^2 Z_d}{A(\omega)} - \dfrac{1}{2\omega\tau_a}}{1 - \dfrac{n_I |V|^2 Z_d}{A(\omega)} + \dfrac{1}{2\omega\tau_a}}$$

$$\omega=(2n+1)\pi T_c$$

$$A(\omega)=-[(\omega+\Gamma)^2+E^2]$$

となる。τ_a は通常の衝突のrelaxation timeに相当するようなものと考えられる。Γはd-level の巾、Kにはクーロンの効果が入つている。[4] 才一項は共鳴散乱とクーロンの効果であり、non-magnetic な局在状態の存在するときは、$\Gamma\gg\pi T_c$ であることを使うと、才一項は

$$\frac{n_I}{\pi N(0)} \frac{\Gamma\alpha}{\Gamma^2+E^2}\left[1+U_{eff}\frac{\Gamma\alpha}{\Gamma^2+E^2}\right]。$$

ここに

$$U_{eff}=\frac{U}{1+\dfrac{U}{\pi E}\tan^{-1}\dfrac{E}{\Gamma}}$$

$$\alpha=\log\frac{2\gamma\sqrt{\Gamma^2+E^2}}{\pi T_c}-\frac{\Gamma}{E}\tan^{-1}\frac{E}{\Gamma}$$

$U\simeq 10$ e.v. , $\Gamma\simeq 1$ e.v. として見るとクーロンの効果は相当大きいことが判る。（〔 〕内の才2項は6～7）

才2項は共鳴散乱によるrelaxation time τ_R を

$$\frac{1}{\tau_R}=\frac{n_I}{\pi N(0)}\frac{\Gamma^2}{\Gamma^2+E^2}$$

によつて導入すると、やはり $\Gamma\gg\pi T_c$ のときには、

$$\langle a^2\rangle\left[\psi\left(\frac{1}{2}+\frac{1}{4\pi T_c\tau}\right)-\psi\left(\frac{1}{2}\right)\right]$$

$$\frac{1}{\tau}=\frac{1}{\tau_a}+\frac{1}{\tau_R}$$

という形になる。$\psi(x)$はデイ・ガンマ函数で、この式は普通の散乱しかないときにMarkowitz と Kadanoff によつて求められたものである。だから実測されたT_cの変化から、Markowitz-Kadanoffにしたがつて計算したAnisotropy の効果によるT_c の変化を差し引いて、残りの部分を局在状態の影響と考えることは、$\Gamma \gg \pi T_c$ならばさしつかえない。

文　　献

(1) D.Markowitz and L.P.Kadanoff, Phys. Rev. 131, 563 (1963)

(2) T.Nagashima and T.Soda, Prog. Theor. Physics 36, 887
T.Nagashima and T.Soda, Prog. Theor. Physics 36, 1299

(3) P.W.Anderson, Phys. Rev. 124, 41 (1961)

(4) K.Takanaka and F.Takano, Prog. Theor. Phys. 36, 1080
C.F.Ratto and A.Blandin (to be published in Phys. Rev)

超伝導体における磁性不純物 —— $o(J^3)$ の効果

川　村　　清（物性研）

超伝導体中の磁性不純物の影響は、Abrikosov と Gor'kov によつてBorn近似の範囲で調べられた(1)が、そのやり方は、Spin operatorをあたかもpotential であるかのようにc-numberとして扱つている。ところがこの方式だと例えばKondo 効果(2)のようなspin の dynamical な振舞いよる効果は取り扱えない。そく欠点をなくすために、Green 関数の運動方程式を考えると、そこにself-energy の形で不純物の影響が入る。すなわち

$$(i\epsilon_n-\xi_p)\langle\langle a_p;a_p^+\rangle\rangle_{i\epsilon_n}+\Delta_{\sigma-\sigma}\langle\langle a_{-p-\sigma}^+;a_{p\sigma}^+\rangle\rangle_{i\epsilon_n}$$
$$-\Sigma_{p\sigma}^{(1)}(i\epsilon_n)\langle\langle a_{p\sigma};a_{p\sigma}^+\rangle\rangle_{i\epsilon_n}-\Sigma_{p\sigma}^{(2)}(i\epsilon_n)\langle\langle a_{-p-\sigma}^+;a_{p\sigma}^+\rangle\rangle_{i\epsilon_n}=1$$